

外加磁场微波等离子推力器内流场数值模拟^{*}

杨 涓[†] 苏纬仪 毛根旺 夏广庆

(西北工业大学航天学院, 西安 710072)

(2006 年 5 月 3 日收到, 2006 年 6 月 27 日收到修改稿)

为了提高微波等离子推力器性能, 改善等离子体对电磁波能量的吸收状况, 提高核心区温度, 提出外加磁场的方案, 并对热等离子体进行了数值模拟. 假设局域热平衡条件, 采用 Navier-Stokes, Maxwell 和 Saha 方程, 利用压力修正的半隐格式和时域有限差分求解方法, 建立了径向磁镜场下推力器内等离子体流场的数值计算模型. 数值模拟结果表明: 外加磁场后的磁感应强度小于 0.5 T 时, 推力器内热等离子体核心区最高温度随磁感应强度的增加而迅速提高, 外加磁场后的磁感应强度大于 0.5 T 时, 核心区最高温度随磁感应强度的增加而缓慢提高. 磁感应强度为 0.5 T 时, 热等离子体核心区最高温度与不加磁场相比提高了 24%. 外加磁场对等离子体流场速度分布影响不大.

关键词: 等离子体模拟, 等离子体相互作用, 等离子体流动

PACC: 5265, 5240, 5230

1. 引 言

电热推进装置包括电弧推力器和微波等离子推力器(MPT), 它们都是把电能转换为热平衡等离子体的热能, 等离子体再通过喷管把热能转换为动能. 与电弧推力器相比, MPT 中的等离子体由微波能量维持, 不需电极、无烧蚀, 具有长寿命的特点, 因而在国内外受到重视.

微波等离子推进的概念于 1982 年由美国密歇根州立大学和宾夕法尼亚州立大学的 Morin 和 Chapman 等^[1]提出, 当时以 TM_{011} 和 TM_{012} 的圆柱谐振腔为推力器, 气体放电在中间石英玻璃管内进行^[1-3]. 20 世纪 90 年代初, 美国航空航天局开始研究微波等离子推进, 实验工作分别在 2.45 GHz, 2 kW 和 0.915 GHz, 30 kW 条件下进行. 后来, 人们为了提高微波能量利用效率, 除去 TM_{011} 谐振腔中的石英放电管, 这种结构以后一直被采用. 开展的研究还有数值模拟. 美国宾夕法尼亚州立大学和普林斯顿大学利用 Maxwell 和 Navier-Stokes(N-S) 方程对钝头体稳定的放电室内等离子体流建立了数值计算模型^[4,5], 获得了 TM_{011} 圆柱谐振腔中等离子体核心区温度. 他们根据波在等离子体中的传输理论, 认为推

力器中等离子体电子密度升高时, 其表面对微波功率的反射增强, 从而使放电气体吸收的能量降低. 为了改善这个问题, 使等离子体在膨胀过程中持续得到加热, 提出在等离子体超声速膨胀区添加一个微波源, 并建立了相应的数学计算模型. 计算表明: 以氙气为工质, 超声速区微波功率是放电室微波功率的 45% 时, 推力器的比冲仅提高了 3%, 超声速区的加热使等离子体发生旋转而且偏离轴线, 可见这种解决问题的方法并非理想.

国内西北工业大学从 1997 年开始研究微波等离子推力器^[6-9], 到目前已建成了较完善的实验研究系统, 并开展了相应的实验研究. 建成的 1000 W 推力器结构总体上与美国相同, 而 100 W 推力器则与美国不同. 它以集中电容式同轴 TEM 谐振腔为推力器, 大幅度减小了体积与重量. 利用 Maxwell 方程的时域有限差分方法(FDTD)对圆柱和同轴谐振腔中的电磁特性进行了数值研究; 还把该方法和 N-S 方程压力修正的半隐格式(SIMPLE)数值计算方法相结合对等离子体与微波的耦合进行了数值研究.

微波等离子推力器的性能有待于进一步提高, 这是因为微波在等离子体中传输时, 如频率低于等离子体振荡频率则被截止, 这决定了 MPT 能量转换效率受限于微波与等离子体之间的频率关系. 为了

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10575081)资助的课题.

[†] E-mail: jyang_mpt@hotmail.com

改善这个状态,本文针对 100 W MPT,提出利用外加磁场提高放电气体温度的设想.利用 N-S 和 Maxwell 方程建立 MPT 热等离子体流场、微波电磁场、外加磁场的相互耦合模型,分别采用 SIMPLE 和 FDTD 方法求解 N-S 和 Maxwell 方程,计算外加磁场后的磁感应强度对微波热等离子体温度和流场速度的影响,为开展 MPT 性能的改进实验研究提供理论依据.

2. 100 W MPT 和外加磁场方案

100 W MPT 由推力器或同轴谐振腔、微波源和工质供给装置组成.推力器的结构如图 1 所示,这是由内外导体构成的集中电容 TEM 同轴谐振腔.外导体后端有加速电离气体的拉阔尔喷管,内导体头部为能够形成集中电场的圆锥体.微波能量通过耦合探针被辐射进去,沿推力器轴线方向被传输与反射,形成的电磁场为环向磁场、径向与轴向电场.调节合适的内外导体间隙和耦合探针与内导体之间的间隙,可以使电磁波在推力器内谐振,此时腔体吸收微波能量最高,并在内导体圆锥头部形成强电场强度区,气体沿径向进入腔体后在强电场强度区被电离.实验表明,当微波输出功率为 40 W,在 0.1 Pa—100 kPa 压强下,内外导体之间的电场强度足以击穿流量为 5 L/min 的氦气与氩气.在真空条件下,当流量为 0.25 L/min 时启动等离子体,这时推力器内的压强低于 1 Pa.逐渐加大流量到 5 L/min,使等离子体被明显喷出,最后推力器内的压强稳定在 100 kPa 以上.

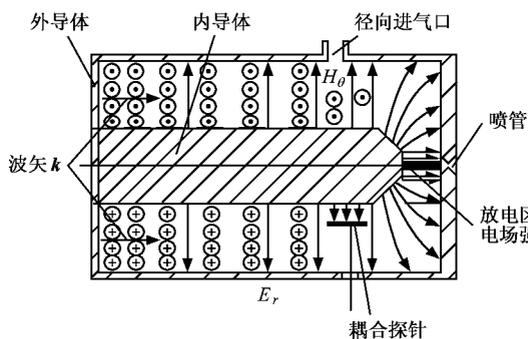


图 1 100 W MPT 推力器结构示意图

利用外加磁场改善 MPT 性能时,可以采用径向(图 2)或轴向磁镜方案(图 3).通过磁路设计,可以在内外导体轴向间隙中形成磁瓶位形,内导体头部附近和喷口收敛端面附近为磁镜.MPT 启动时,推

力器内气体压强为 1 Pa 左右,可以忽略粒子间碰撞,认为等离子体处于冷态.设计适当的磁路,使冷等离子体成为电子回旋共振(ECR)等离子体.这时电子沿磁力线方向的回旋频率与微波频率相同,等离子体对微波能量的吸收率提高.沿磁力线做回旋运动的电子自由程也将增加,同时电子还在磁镜之间来回反射,有更多的机会与其他重粒子进行能量交换,因而重粒子的运动速度显著增加,电磁波的波速受到阻尼.这两方面的因素改善了 MPT 的启动性能,也使其内部等离子体具有了热效应.MPT 稳定工作时,推力器压强为 100 kPa 以上,由于存在电子和离子及中性粒子的频繁碰撞,等离子体内部的振荡会比 ECR 等离子体中的相应模式更加复杂.即使外加磁场不足以完全达到 ECR 条件,也可能激发其他电子或者离子振荡模式,提高带电粒子与中性粒子的碰撞频率,从而提高等离子体的温度.

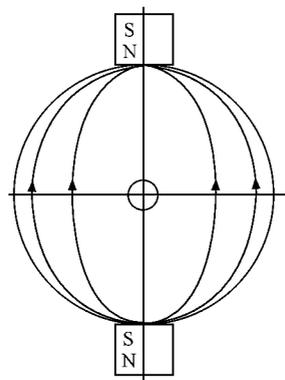


图 2 径向磁镜方案

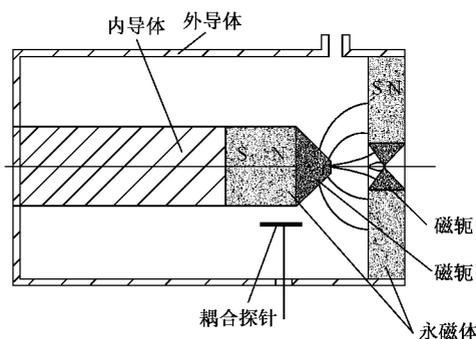


图 3 轴向磁镜方案

3. 外加磁场 MPT 内等离子体流场计算模型

外加磁场 MPT 稳定工作时,推力器内气体压强

大于 100 kPa, 等离子体平均自由程远小于特征尺度, 以集体行为与微波发生相互作用并受到外加磁场的影响, 用 N-S 和 Maxwell 方程描述流场和电磁场. 微波电场通过焦耳热项、微波和外加磁场通过洛伦兹力、焦耳热项来改变流场和温度场.

3.1. 控制方程

选取图 2 所示的径向磁镜场 MPF 为计算实例. 假设推力器内等离子体一次电离并处于局域热平衡层流状态、流场为二维轴对称、磁力线和磁感应强度沿环向均匀分布、局部进气截面等效为一个轴对称圆环面, 可列出 N-S、Maxwell 和 Saha 方程.

(1) N-S 方程

$$\frac{\alpha(\rho u)}{\partial z} + \frac{\alpha(\rho v)}{r\partial r} = 0,$$

$$\frac{\alpha(\rho u^2)}{\partial z} + \frac{\alpha(\rho uv)}{r\partial r} = \frac{\mu\alpha(\partial u/\partial z)}{\partial z} + \frac{\alpha(\mu r\partial u/\partial r)}{r\partial r}$$

$$- \frac{\partial p}{\partial z} + F_z,$$

$$\frac{\alpha(\rho uv)}{\partial z} + \frac{\alpha(\rho v^2)}{r\partial r} = \frac{\alpha(\mu\partial v/\partial z)}{\partial z} + \frac{\alpha(\mu r\partial v/\partial r)}{r\partial r} - \frac{\partial p}{\partial r}$$

$$- \frac{2\mu v}{r^2} + F_r,$$

$$\frac{\alpha(\rho hu)}{\partial z} + \frac{\alpha(\rho hv)}{r\partial r} = \frac{\alpha[(\lambda\partial h)(C_p\partial z)]}{\partial z} + \frac{\alpha[(\lambda r\partial h)(C_p\partial r)]}{r\partial r} + S.$$

这里 σ 为等离子体的电导率, μ 为动力黏性系数, λ 为导热系数, 焦耳热项

$$S = \mathbf{E} \cdot \mathbf{J},$$

电流密度项

$$\mathbf{J} = \sigma[(E_r - v_z B)\mathbf{i}_r + (E_z + rB)\mathbf{i}_z],$$

洛伦兹力项

$$F_r = -J_z B,$$

$$F_z = J_r B,$$

其中 B 为磁感应强度.

(2) 电磁场方程

$$\frac{\partial E_r}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(-\frac{\partial H_\theta}{\partial z} - J_r \right),$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left[\frac{\alpha(rH_\theta)}{r\partial r} - J_z \right],$$

$$\frac{\partial H_\theta}{\partial t} = \frac{1}{\mu_m} \left(\frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial z} - \sigma H_\theta \right),$$

式中 μ_m 和 ϵ 分别为等离子体的磁导率和介电常数.

(3) 热平衡等离子体 Saha 方程

$$p = k(n_a + 2n_i)T,$$

$$n_e = n_i,$$

$$\frac{(n_i)^2}{n_a} = \frac{2Z_i(2\pi m_e kT)^{3/2}}{(Z_a h^3) \exp[-E_0^\infty/(kT)]},$$

式中 n_e , n_i 和 n_a 分别是电子、离子和原子的数密度, Z_a 和 Z_i 为原子和离子的配分函数.

3.2. 边界条件

对于等离子体流场, 入口边界上的速度根据实际的气体流量、压强及入口面积确定, 轴线上的速度、压强、温度根据法向导数为零确定, 壁面速度为零且无热传导, 出口边界流场根据总质量守恒确定. 对于电磁场, 壁面电场方向沿法向, 磁场方向沿切向, 轴线上电场强度的法向导数为零.

3.3. 物性参数

等离子体的电导率 σ 和介电常数 ϵ 与气体压强、温度、等离子体数密度等参数有关,

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e \gamma_{\text{eff}}},$$

$$\epsilon = \frac{1 - 4\pi e^2 n_e}{m_e \gamma_{\text{eff}}^2}.$$

3.4. 数值计算方法

采用交错网格的 SIMPLE 方法对 N-S 方程进行离散, 压强、温度和物性参数存储于网格中心点上, 轴向速度 u 存储于左右网格线中心, 径向速度 v 存储于上下网格线中心, 最后形成的离散格式为^[10]

$$a_e u_e = \sum a_{nb} u_{nb} + b + (p_P - p_E) A_e,$$

$$a_n v_n = \sum a_{nb} v_{nb} + b + (p_P - p_N) A_n,$$

式中, 下标 P , E 和 N 分别表示某一网格的中心、东边邻近和北边邻近点, 下标 e 和 n 分别表示东边和北边网格线, 下标 b 表示与速度计算点相邻的 4 个速度节点.

利用 FDTD 求解电磁场方程, 它采用 Yee 网格对方程组进行离散. 电场分量存储在网格棱边的中点, 磁场分量存储在网格平面的中心. 其特点是电场和磁场各分量在空间的取值点被交叉地放置, 使得每个电场分量周围有 4 个磁场分量环绕, 同时每个磁

场分量周围有4个电场分量环绕.这样的电磁场空间配置符合磁场的法拉第和安培环流定律,也符合电磁波在空间传播的规律,并使边界条件自然得到满足.离散后的方程组为

$$E_r^{n+1}(i,j) = C_r(i,j) \left\{ -D_r(i,j)E_r^n(i,j) - \frac{H_\theta^{n+1/2}(i,j) - H_\theta^{n+1/2}(i-1,j)}{\Delta z} \right\},$$

$$E_z^{n+1}(i,j) = C_z(i,j) \left\{ -D_z(i,j)E_z^n(i,j) + \left(\frac{1}{2r_i} + \frac{1}{\Delta r} \right) H_\theta^{n+1/2}(i,j) + \left(\frac{1}{2r_i} - \frac{1}{\Delta r} \right) H_\theta^{n+1/2}(i,j-1) \right\},$$

$$H_\theta^{n+1/2}(i,j) = C'_\theta(i,j) \left\{ -D'_\theta(i,j)H_\theta^{n-1/2}(i,j) - \frac{1}{\Delta z} [E_r^n(i+1,j) - E_r^n(i,j)] + \frac{1}{\Delta z} [E_z^n(i,j+1) - E_z^n(i,j)] \right\},$$

$$C_r(i,j) = \left(\frac{\sigma_\eta(i,j)}{2} + \frac{\varepsilon_\eta(i,j)}{\Delta t} \right)^{-1},$$

$$C'_\theta(i,j) = \left(\frac{\varepsilon_\eta(i,j)}{2} + \frac{\mu_\eta(i,j)}{\Delta t} \right)^{-1},$$

$$D_r(i,j) = \left(\frac{\sigma_\eta(i,j)}{2} - \frac{\varepsilon_\eta(i,j)}{\Delta t} \right),$$

$$D'_\theta(i,j) = \left(\frac{\varepsilon_\eta(i,j)}{2} - \frac{\mu_\eta(i,j)}{\Delta t} \right),$$

式中 η 代表 r, z .

采用整体式分块网格以考虑推力器内不规则的计算区域.首先把内腔等效为规则圆柱体,统一划分均匀网格,对 N-S 和 Maxwell 方程进行整体离散.数值模拟时,在等离子体流和内导体所在的区域分别划分网格.在等离子体流区域求解 N-S 和 Maxwell 方程时,采用实际物性参数;在内导体区域求解 N-S 和 Maxwell 方程时,气体黏性设置为无穷大以模拟固体,电导率设置为无穷大、电场和磁场强度设置为零以考虑金属对电磁波的屏蔽.

4. 计算结果

以氙气为工质,取气体入口温度为 300 K、压强 $p_0 = 200$ kPa,流量为 5 L/min, MPT 内微波功率 $P = 100$ W,当磁感应强度分别取 0.0 0.5 2.0 T 时,计算出的推力器内部压强 p 与入口气体压强 p_0 之差 p_{rel} 、核心区最高等离子体温度、径向速度 v 、轴向速

度 u 分别如图 4—图 9 所示.

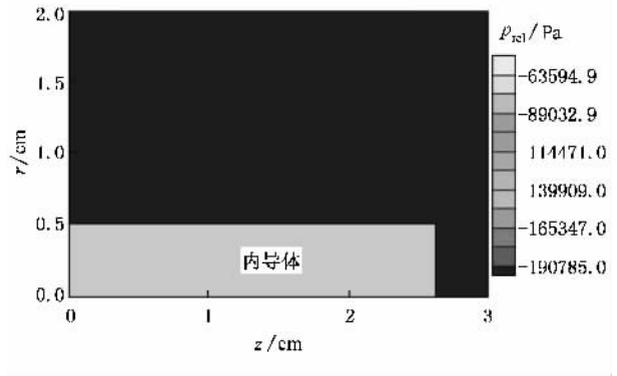


图 4 $B = 0.5$ T 时推力器内相对压强计算结果

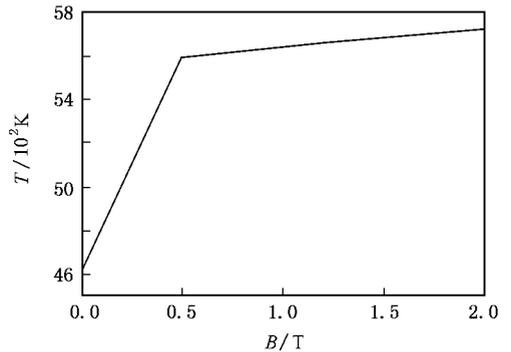


图 5 磁感应强度 B 对等离子体核心区最高温度 T 的影响

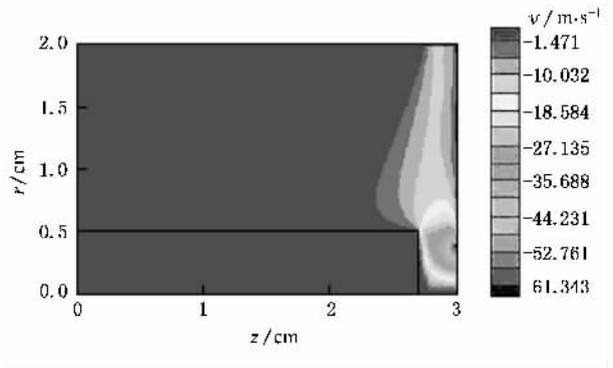
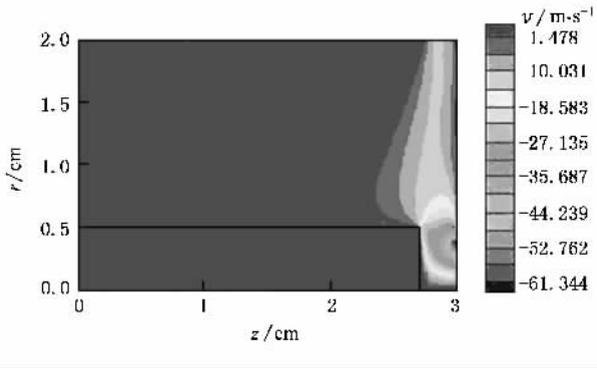
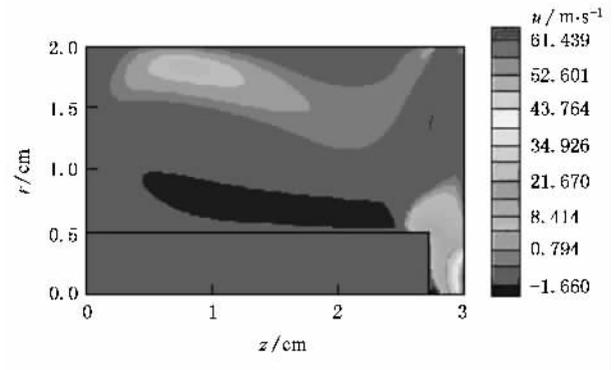
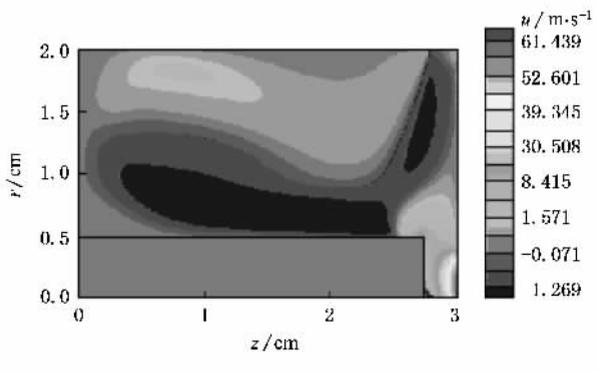


图 6 $B = 0.5$ T 时等离子流径向速度 v 的分布

图 4 给出的压强计算结果表明,由于流体速度很低,压强分布几乎是均匀的.图 5 给出的温度计算结果表明,等离子体核心区最高温度随磁感应强度 B 的增加而增加.当 $B < 0.5$ T 时,温度随 B 的增加而迅速增加;当 $B > 0.5$ T 时,温度随 B 的增加而缓慢增加;当 $B = 0.5$ T 时,与不加外磁场相比,等离子体核心区最高温度提高了 24%.由此可见,外加磁

图 7 $B = 2 \text{ T}$ 时等离子体径向速度 v 的分布图 9 $B = 2 \text{ T}$ 时等离子体轴向速度 u 的分布图 8 $B = 0.5 \text{ T}$ 时等离子体轴向速度 u 的分布

5. 结 论

MPT 从启动到稳定工作, 推力器中等离子体的状态经历了从冷到热的转变, 利用外加磁场可以改善 MPT 的性能, 提高等离子体核心温度. 对于 MPT 冷等离子体, 外加磁场可以形成 ECR 条件, 从而大幅度提高等离子体核心温度. 对于 MPT 热等离子体, 外加磁场可以提高粒子之间的振荡频率, 把更多的微波能量转化为热能, 从而提高等离子体核心区温度.

数值计算结果表明, 外加磁场后的磁感应强度在 0.5 T 以内时, MPT 等离子体核心区最高温度随磁感应强度的增加而迅速提高. 当磁感应强度大于 0.5 T 时, 温度随磁感应强度的增加而缓慢提高. 与不加外磁场相比, $B = 0.5 \text{ T}$ 时, 等离子体核心区最高温度提高了 24% . 外加磁场对等离子体流场速度分布影响不大.

场能够明显地提高等离子体温度, 从而可以改善 MPT 性能. 图 6—图 9 给出的速度计算结果表明, 当磁感应强度 B 分别为 $0.0, 0.5, 2.0 \text{ T}$ 时, 等离子体的速度分布没有太大变化, 说明磁增强 MPT 中洛伦兹力对流场的影响可以忽略.

- [1] Morin T, Chapman R, Filpus J et al 1982 *Proceedings of AIAA/JSASS/DGLR International Electric Propulsion Conference* (New Orleans: American Institute of Aeronautics and Astronautics) p1951
- [2] Whitehair S, Asmussen J 1985 *J. Propulsion Power* **3** 136
- [3] Durbin M R, Micci M M 1987 *Proceedings of AIAA/JSASS/DGLR International Electric Propulsion Conference* (Colorado: American Institute of Aeronautics and Astronautics) p1013
- [4] Venkateswaran S, Merkle C L 1995 *J. Propulsion Power* **11** 357
- [5] Chiravalle V P, Miles R B, Choueiri E Y 2001 *Proceedings of AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (Reno: American Institute of Aeronautics and Astronautics) p962

- [6] Mao G W, Ma H Y, He H Q 1998 *J. Propulsion Techn.* **19** 4 (in Chinese) [毛根旺、马鸿雅、何洪庆 1998 推进技术 **19** 4]
- [7] Yang J, He H Q, Mao G W 2002 *J. Propulsion Techn.* **23** 6 (in Chinese) [杨涓、何洪庆、毛根旺 2002 推进技术 **23** 6]
- [8] Yang J, He H Q, Mao G W et al 2004 *J. Spacecraft Rockets* **41** 1
- [9] Yang J, Mao G W, He H Q et al 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4287 (in Chinese) [杨涓、毛根旺、何洪庆等 2004 物理学报 **53** 4287]
- [10] Tao W Q 2001 *Numerical Heat Transfer* (Xi'an: Xi'an Jiaotong University Press) p199 (in Chinese) [陶文铨 2001 数值传热学 (西安: 西安交通大学出版社) 第 199 页]



Numerical simulation of the internal flow in microwave plasma thruster in magnetic field^{*}

Yang Juan[†] Su Wei-Yi Mao Gen-Wang Xia Guang-Qing

(College of Astronautics , Northwestern Polytechnic University , Xi'an 710072 , China)

(Received 3 May 2006 ; revised manuscript received 27 June 2006)

Abstract

Recent experiments show that the performance of microwave plasma thruster is a little too low because the energy absorbed by plasma depends on the relationship of plasma and microwave frequency. One potential solution is to use external magnetic field to improve the transfer process of microwave in plasma. This paper presents numerical study about how a magnetic field affects the thermal plasma flow field and its temperature in microwave plasma thruster. Our purpose is to see if the magnetic field can enhance the thermal plasma core temperature. Assuming that the plasma within the thruster is under the condition of local thermal equilibrium and the external magnetic fields is uniform, coupled Navier-Stokes, Maxwell and Saha equations are set up to describe the plasma flow under microwave electromagnetic and external magnetic fields. Solving Navier-Stokes equations with semi-implicit method for pressure-linked equations and Maxwell equations with finite-difference time-domain method, the result shows that when the magnetic field intensity is 0.5 T the temperature of plasma core is increased by 24% compared with that at zero magnetic field. Thus the magnetic field improves the performance of microwave plasma thruster.

Keywords : plasma simulation , plasma interaction , plasma flow

PACC : 5265 , 5240 , 5230

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10575081).

[†] E-mail : jyang_mpt@hotmail.com